

## 2.3.4 磁気圏電離圏対流とは

藤田 茂 (気象大学校)

(2020年7月30日受付、2021年5月31日公開)

### 2.3.4.1 はじめに

太陽風－地球磁気圏相互作用により駆動される磁気圏電離圏対流は、磁気圏物理学の基本問題として古くから研究されている。高緯度域の地上磁場の日変化は、午前側に＋午後側に－のポテンシャル分布に対応する電離圏の2セル対流パターンで説明されることが分かっていた [Nagata and Kokubun, 1962]。この対流は、電離圏の極冠域では昼から夜に向けてプラズマが流れ、夜に明け方側と夕方側に分岐し、最終的に昼に戻ることを意味する。電離圏に根元をもつ磁気圏の磁力線も電離圏の対流に合わせて磁気圏内を周回する。

上で述べた磁気圏電離圏対流は定常であるとみなし、それを説明するために、Dungey (1961) は磁力線つなぎ替えによるモデルを模式図 (図1) で提案した。この模式図では、つなぎ替えを起こしている1'-1の磁力線は鋭く曲がり、大きな磁場張力を持つので、プラズマは昼から夜側に加速されて、対流が駆動されることになる。つなぎ替えの後で、太陽風と繋がった地球磁力線は、太陽風磁力線の流れによって、2→6の順で尾部に移動する。6においては再び磁力線の繋ぎ替えが起き、生成された閉じた磁力線は6→9の順に昼間に戻り、最後に1の磁力線となって、定常対流過程が完成する。理想電磁流体では磁力線とプラズマの動きは一致するので、磁気圏での磁力線の対流に呼応してプラズマも磁気圏内を対流している。さらに、図1の上の図に示した磁気圏対流に対応して、下の図に示すような対流が電離圏に現れることになる。観測は電離圏対流から磁気圏の磁力線対流を想定したが、Dungeyはこのようにして、磁力線つなぎ替えによる磁気圏対流を説明し、その電離圏への投影として電離圏対流を説明した。

電離圏に対流があることは電離圏に電場が存在していることを示す。よって、磁気圏電離圏対流にはかならず電離圏に繋がる電流が必要である。磁気圏電離圏系が定常なら、磁力線に沿ってエネルギーが運ばれるという回路論 [Siebert and Siscoe, 2002]が成立する。この理論に従うと、電離圏で電磁エネルギーは散逸するので磁気圏に電流を作り出す機構 (ダイナモ) が必要となる。(なお、現実の磁気圏電離圏系は時間変化しているので、回路論は厳密には成り立たない。Ebihara et al. (2019) はダイナモ領域で生成した磁場エネルギーが電離圏にポインティングフラックスの形で運ばれることを示している。) 図1で示したポンチ絵の対流モデルでは、尾部のmagnetopauseの赤い四角で囲った部分がダイナモが発生する領域の候補になった [Hamrin et al., 2012]。薄いMagnetopauseに沿って北半球では電流が紙面の表側に流れると想定すれば、そ

ここで磁力線は図のように曲がり、反太陽向きの磁場張力が発生することになる。これはプラズマの運動を妨げる向きなので、運動エネルギーが磁場エネルギーに変換し、電流が流れる。最新の教科書 [Russell et al., 2016]もこの図を使い磁気圏対流駆動機構を説明しているなど、図1の磁気圏電離圏対流モデルは広く受け入れられている。

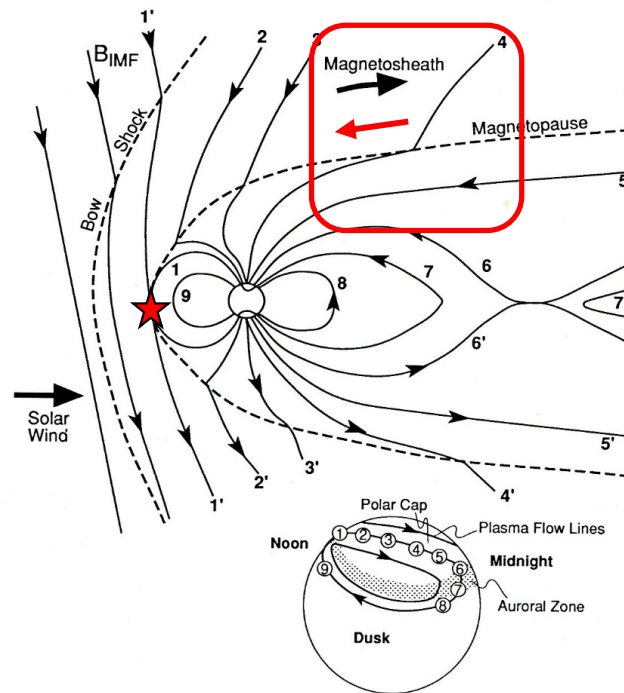


図 1. Dungey (1961)の考えに沿って Hughes (1995)が描いた対流の模式図。磁気圏磁力線は1から9の順で循環する。電離圏の磁力線の根元も1から9の順で循環する。太陽風磁力線(1')は☆の所で磁気圏磁力線(1)と反平行になり、磁場が相殺し、磁力線のつなぎ替えが起こる。尾部の赤い四角で囲った部分では、プラズマの動き(黒矢印)と磁場張力(赤矢印)が逆方向になる。

ここで指摘すべきことは、図1で示された対流は物理法則を厳密に満たす解として得られたものではないということである。特に問題となる点は、①図1の領域に充満しているプラズマは圧力を持つため磁場張力があってもプラズマは自由に加速されにくいこと、②地球の主磁場である双極子磁場と一般に東西成分を持つ太陽風の一様磁場を重ねた磁力線構造が太陽風磁気圏境界の磁力線構造の基礎であると想定できるが、図1の磁力線構造はこのことを考慮していないことである。(図1の磁力線構造は太陽風磁場が完全に真南の時だけに現れるものである。) これらの問題への解答は、数値モデルが現れ、磁気圏電離圏系の物理プロセスが正しく解かれるようになることを待つことになる。

### 2.3.4.2 シミュレーション時代の磁気圏電離圏対流理論

まず、これから示す定常磁気圏電離圏対流とその物理過程は、Dungey [1964]が考えた太陽風と磁気圏の相互作用による対流生成の考え方を完全に否定するものではないことを注記しておく。Dungeyの考え方の枠内で電磁流体力学を満たす解はどのようなものであるかを示したものである。

定常磁気圏電離圏対流は、電離圏のジュール損失によってエネルギーを消費するので、それに釣り合うダイナモが必要である。磁気圏電離圏対流生成機構を考える時、このダイナモの生成を考えることがまず重要である。図1においては、尾部のmagnetopause（赤い枠で囲んだ場所）における曲がった磁力線が作る磁場張力に逆らうプラズマフローが減速されるためにダイナモが出来るとされている [Hamrin et al., 2012]。この考えにはプラズマの圧力の効果が考慮されていない。プラズマの圧力の効果（①の問題）を考えることにより、磁気圏電離圏対流に必要なダイナモ生成理論がどのように修正されたかをTanaka（1995, 2007）に沿って考えてみよう。特に、ここでは電離圏の2セルパターンの対流を引き起こす磁気圏電離圏電流系とそれを駆動するダイナモの生成を論じる。まずシミュレーションによって同定された電離圏対流電場を引き起こす電流系を図2に示す。この図の黒い曲線が磁気圏と電離圏を結んでいる電流である。この電流は、電離圏付近では磁力線に沿った電流（沿磁力線電流）となっている。この電流はIijima and Potemra（1976）によって発見されたRegion 1 電流系である。さらに、これらの電流が通っているcusp-mantle域では、ダイナモが発生している（ $\vec{E} \cdot \vec{j} < 0$ ）ことが、図3（A）から分かる。この結果から、ダイナモ域は図1で示す尾部のmagnetopause域と明らかに異なることが分かる。なお、図2に示すように、cusp-mantle域のダイナモで生成される電流は電離圏と繋がる電流だけでなく、磁気圏昼側のmagnetopauseを流れるChapman-Ferraro電流、および磁気圏尾を形成する尾部電流も作り出している。

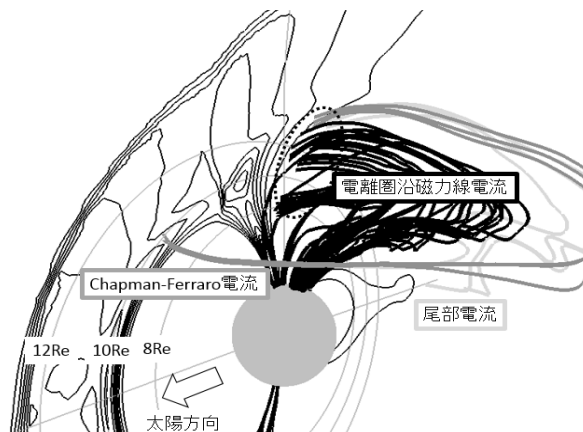


図 2. Tanaka (1995)を元に描いた磁気圏電離圏対流を引き起こす電離圏に繋がる電流の流線。この電流は cusp-mantle 域を通して、電離圏に流れる沿磁力線電流となる。磁気圏尾部を形成する尾部電流と昼間の magnetopause を作る Chapman-Ferraro 電流も cusp-mantle 域を通っている。

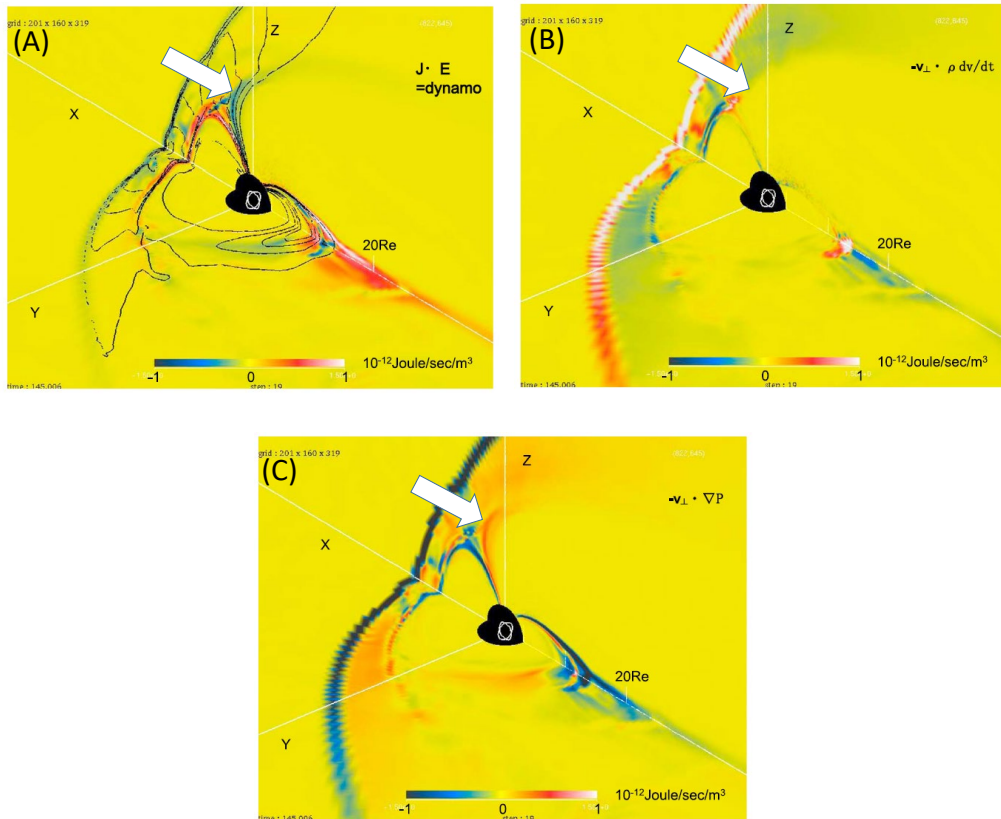


図 3. (A)  $J \cdot E$  : 正/負は磁場エネルギーの損失 (ロード) /生成 (ダイナモ)、(B)  $-v_{\perp} \cdot \rho dv/dt$  : 正/負は運動エネルギーの減少 (減速) /増加 (加速)、(C)  $-v_{\perp} \cdot \nabla p$  : 正/負は熱エネルギーの減少/増加。各図は、それぞれの量の午後側赤道面と北半球子午面での各量の分布を示す。青が負、赤が正である。磁気圏電離圏対流を駆動するダイナモは矢印の部分である。[Tanaka et al., 2016]

シミュレーション結果を解析することにより、図2の電流系を駆動するダイナモを駆動するエネルギー変換機構についても調べられた [Tanaka, 1995; Tanaka et al, 2016]。図3A~Cの矢印で示すダイナモ域では、運動エネルギーの変化はほとんど現れず (図3B)、一方、熱エネルギーの減少は顕著である (図3C)。すなわち、ダイナモ生成機構は、図1のポンチ絵が示唆する運動エネルギーから磁場エネルギーへの変換ではなく、熱エネルギーから磁場エネルギーへの変換であることが分かった。すなわち、高圧の cusp を昼から夜に向けて通過する対流は、mantle に向けて減少する圧力分布の中を流れ下る ( $-v_{\perp} \cdot \nabla p > 0$ ) ことで、熱エネルギーを磁場エネルギーに変換している。このように、圧力の効果を取り入れることにより、図1で示されたダイナモは、場所が異なり、さらに磁場エネルギーへの変換は、運動エネルギーではなく熱エネルギーからもたらされていることが示された。

次に、太陽風と磁気圏境界における磁力線の繋ぎ替え (②の問題) を論じる。図1では太陽風磁場と磁気圏磁場が反平行になって磁力線つなぎ替えが起きているように描かれている。しかしながら、双極子磁場と一様磁場を重ね合わせると、磁場が0になる点 (null点) が現れ、そこ

で両磁力線が平行になってつながる [Crooker, 1990]。この特徴は、シミュレーションから得た太陽風磁気圏境界の磁場構造にも現れている (図4)。従って、図4が想定している太陽風磁力線と磁気圏磁力線の繋ぎ替えのトポロジーは根本的に異なる。さらに、図4の磁力線形状は、基本的に双極子磁場と一様磁場の重ね合わせなので、null点付近には大きな電流が流れないことが想定できる。従って、磁力線つなぎ替えによって、磁場張力が発生し、プラズマが加速される仮説 (図1の1-1'の磁力線) は、見直す必要がある。なお、太陽風磁場が真南である場合の磁力線つなぎ替えは、赤道面に沿って線上に現れ、null点は現れない。これは図1と同じになるが、この条件が実現するのは稀であり、null点が現れない特異的な太陽風と磁気圏磁場の繋ぎ替えの様相である。

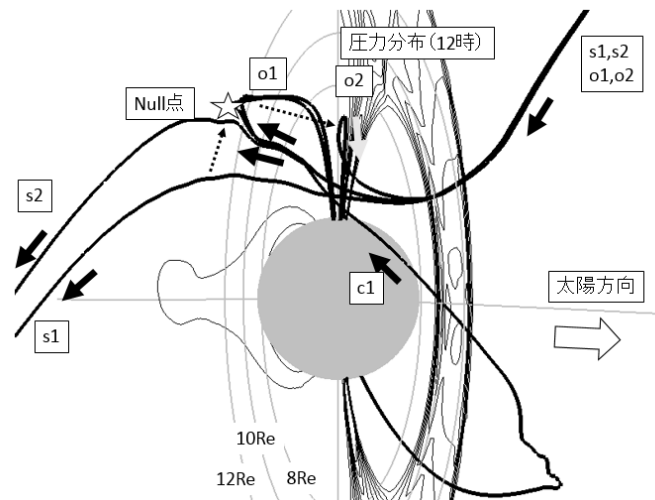


図4. シミュレーションによる null 点を介した磁力線つなぎ替え(北半球部分)。太陽風磁場が南向き成分を持つ場合。s1 の太陽風磁力線はプラズマ流に運ばれて、null 点(☆)に近づく。つなぎ替えを起こす直前の、太陽風磁力線(s2)と閉じた磁気圏磁力線(c1)は、お互いに平行に近くなり、null 点を通して開いた磁気圏磁力線(o1)につなぎ変わる。(磁場強度が弱い null 点近傍では対流速度は速く、磁力線は急に null 点に向けて曲がる)。c1 が図1の1、s2 が1'、o1 が1'-1'にほぼ対応する。図1の反平行磁場つなぎ替えと対照的である。等高線は12時子午面のプラズマ圧力分布である。

定常磁気圏電離圏対流では、複数の物理過程がお互いに矛盾のない状態で現れる。すなわち、cusp-mantleダイナモが磁力線に垂直電流を作り、その電流は沿磁力線電流に変換して電離圏電場(対流)を駆動する。さらに磁力線が等ポテンシャルであることから、電離圏電場は磁気圏電場(対流)と一体になる。この対流はプラズマの圧力分布を決定し、cusp-mantle域で負の $\mathbf{v}_\perp * \nabla p$ を作り出してダイナモを生成する。このように一連の物理要素が定常な状態を作り出している。磁気圏電離圏系は閉じた系ではないので、そこには太陽風からのプラズマ、運動量、エネルギーの流入があり、さらに尾部では太陽風に再び流出していく。これらを全て合わせ、複数の物理要素が複合して一つの状態を作っている磁気圏電離圏対流系をTanaka (2003,

2007) は磁気圏電離圏複合系と名付けた。

シミュレーションで得られた磁気圏電離圏対流のうち、磁気圏部分は直接観測で検証することは難しい。従って、本章で説明した磁気圏電離圏対流モデルは、観測で確認されたものではない。しかし、磁気圏電離圏規模のグローバル現象はまず電磁流体力学が成り立つと仮定して、現象の振る舞いを理論的に把握することは重要である。本章で示した磁気圏電離圏対流像はこのようなものである。計算機シミュレーションの技術がさらに進歩した将来においては、電磁流体を超えた精密な力学過程を取り入れた、より精密なモデルが出来るかもしれないが、本章において示したものが現時点においては最も物理的に適切なモデルであると考えられる。なお、太陽風からcup-mantle領域のダイナモ領域へのエネルギー輸送過程と図4の磁場構造とはお互いに関係しあっているはずであるが、本章では扱っていない。今後の問題である。

## 参考文献

- Crooker, N. U., (1990), Morphology of magnetic merging at the magnetopause, *J. Atmosph. Terrerstr. Phys.*, **12**(12), 1123-1134.
- Dungey, J. W. (1961), Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 47.
- Ebihara, Y., Tanaka, T., and Kamiyoshikawa, N. (2019). New diagnosis for energy flow from solar wind to ionosphere during substorm: Global MHD simulation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **124**, 360-378. <https://doi.org/10.1029/2018JA026177>
- Hamrin, M., O. Marghitu, P. Norqvist, S. Buchert, M. Andre, B. Klecker, L. M. Kistler, and I. Dandouras (2012), The role of the inner tail to midtail plasma sheet in channeling solar wind power to the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **117**, A06310, doi:10.1029/2012JA017707.
- Hughes, W. J. (1995), The magnetopause, magnetotail, and magnetic reconnection, in *Introduction to Space Physics*, p. 243, ed. by M. Kivelson and C. T. Russell, Cambridge, ISBN 0521451043.
- Iijima, T. and T. A. Potemra (1976), The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, **81**, 2165-2174.
- Nagata, T. and S. Kokubun (1962), A Particular Geomagnetic Daily Variation ( $S_q^p$ ) in the Polar Regions on Geomagnetically Quiet Days, *Nature*, **195**, 555-557 (11 August 1962); doi:10.1038/195555a0.
- Russell, C. T. Luhmann, J. G. and R. J. Strangeway, (2016), p. 288 in *Space Physics, An Introduction*, Cambridge, ISBN 978-1-107-09882-4.
- Tanaka, T. (1995), Generation mechanisms for magnetosphere - ionosphere current systems deduced from a three-dimensional MHD simulation of the solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling processes, *J. Geophys. Res.*, **100**, 12057-12074.
- Tanaka, T. (2003), Formation of magnetospheric plasma population regimes coupled with the dynamo process in the convection system, *J. Geophys. Res.*, **108**(A8), 1315, doi:10.1029/2002JA009668.
- Tanaka, T. (2007), Magnetosphere-Ionosphere Convection as a Compound System, *Space Sci Rev*, **133**, 1-72, DOI 10.1007/s11214-007-9168-4.
- Tanaka, T., M. Watanabe, M. Den, S. Fujita, Y. Ebihara, T. Kikuchi, K. K. Hashimoto, and R. Kataoka (2016), Generation of field-aligned current (FAC) and convection through the formation of pressure regimes: Correction for the concept of Dungey's convection, *J. Geophys. Res.*, **121**, doi: 10.1002/2016JA022822.